

光谱调制对飞秒脉冲自相似放大系统的影响

李 源, 宋寰宇, 张 韵, 牛 佳, 刘博文, 胡明列

(天津大学 精密仪器与光电子工程学院 超快激光研究室, 天津 300072)

摘 要: 采用数值模拟的方法, 研究了周期性光谱调制对飞秒脉冲自相似放大的影响。构建了叠加光谱调制的飞秒脉冲自相似放大的理论模型, 分析任意相移量、调制深度和调制周期等参量变化对自相似放大系统的影响。结果表明, 任意相移量虽然会改变被调制后光谱具体形状, 但不会影响自相似放大的时域结果; 调制周期较大时, 子脉冲和主脉冲重叠, 对自相似放大过程和结果造成一定程度的破坏; 调制周期较小时, 主脉冲独立放大, 基本不会被子脉冲影响, 这一结论在调制深度改变时依然成立。

关键词: 光谱调制; 自相似放大; 光纤放大器; 飞秒激光

中图分类号: TN241 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0103005

Effects of spectral modulation on self-similar amplification systems of femtosecond pulses

Li Yuan, Song Huanyu, Zhang Yun, Niu Jia, Liu Bowen, Hu Minglie

(Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instruments and Opto-Electronics Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: The effects of periodic spectral modulation on self-similar amplification systems of femtosecond pulses were studied by numerical simulation. Femtosecond pulses with spectral modulation amplified in self-similar amplification theoretical model were simulated, by which the impacts of variables of seed pulses, such as arbitrary phase shift, modulation depth and period, on output results were analyzed. According to the simulation, arbitrary phase shift changes modulated spectral shape, but temporal results of self-similar amplification will not be affected. Besides, large modulation periods make sub-pulses inseparable from main-pulses, disturbing the self-similar amplification process, while small modulation periods bring a longer delay for sub-pulses, making the amplification of main- and sub-pulse independently. This conclusion is still tenable when modulation depth changes.

Key words: spectral modulation; self-similar amplification; fiber amplifier; femtosecond laser

收稿日期: 2018-09-17; 修订日期: 2018-10-21

基金项目: 国家自然科学基金(U1730115, 61535009, 11527808); 强场激光物理国家重点实验室开放基金

作者简介: 李源(1994-), 男, 硕士生, 主要从事光纤飞秒激光放大器方面的研究。Email: liyuan_0508@163.com

导师简介: 刘博文(1981-), 男, 副教授, 博士, 主要从事飞秒激光技术及非线性光纤光学方面的研究。Email: bwliu@tju.edu.cn

0 引言

飞秒激光脉冲具有脉冲宽度窄、峰值功率高的特点,目前已经被广泛应用在精密加工、材料表面诱导和其他科学研究中^[1-4]。相比于传统块状晶体飞秒激光器,光纤飞秒激光器具有结构紧凑、散热性能好、长期稳定性高和抽运效率高等特点,成为了一种重要的飞秒光源,也一直是飞秒激光技术研究的热点^[5-6]。随着飞秒激光应用的不断发展,对窄脉冲宽度的要求越来越迫切。传统啁啾脉冲放大技术虽然是应用最广泛的放大技术,可以获得非常高的脉冲能量,但是光纤增益介质的带宽一般较窄,加上增益窄化效应,使得输出光谱限制在 10 nm 左右,其支持的脉冲宽度大约为 300 fs,同时在放大过程中高阶色散也会影响压缩后的脉冲宽度^[7],增加了获得窄脉宽的难度。为了获得更窄的脉冲,可以在放大过程中利用自相位调制效应引入非线性光谱展宽,但是通常自相位调制效应所带来的非线性啁啾会导致较大的不可压缩的脉冲基底,虽然放大系统中残余的三阶色散和非线性相位的相互补偿一定程度上降低了压缩后脉冲的基底^[8],但是效果有限。

不同于一般非线性放大,自相似放大技术利用增益、二阶色散与自相位调制效应之间的相互作用,使脉冲在获得放大的同时光谱不断展宽,可以支持更窄的脉冲宽度,同时时域形状逐渐过渡到抛物线,更重要的是自相似放大输出脉冲具有线性啁啾,其压缩后的时域质量可以达到近变换极限,这是其他放大技术所不具备的优势。1993年,Anderson等人指出带有线性啁啾的抛物线型脉冲在正色散光纤中可以稳定传输而不发生脉冲分裂^[9]。2000年,Fermann等人证明并实验验证了自相似理论,得到了 68 fs 的抛物线型脉冲输出^[10]。2003年Soh等人提出了有限增益带宽和受激刺曼散射的影响破坏了自相似演化,限制了输出脉冲的宽度和能量^[11]。2007年,Papadopoulos等人在 6.5 m 长的大模场双包层光子晶体光纤中实现了自相似脉冲放大,得到了 11.5 W, 290 nJ, 63 fs 的近变换极限脉冲,这是首次在增益带宽限制下实现抛物线脉冲输出^[12]。为了进一步获得脉冲宽度更窄、时域质量更佳的去啁啾脉冲。2013年,王思佳等人通过预啁啾技术,在 2.2 m 掺 Yb³⁺短光纤中实现

了快速自相似演化,得到 60 fs 的近变换极限脉冲^[13]。2018年罗大平等人利用自相似放大技术,建立了 250 MHz 光学频率梳系统,实现了 109 W, 42 fs 的近变换极限脉冲输出^[14]。随着自相似放大技术的不断发展,人们对自相似的理解不断加深,自相似放大技术不断进步。

在自相似放大的研究中,一般认为入射信号光的脉冲能量对自相似放大起决定作用,脉冲宽度影响自相似演化速度,其它参数影响不大^[15]。但是这些研究大部分都假设信号光脉冲为理想状态,而实际情况并非如此,脉冲在产生、放大或者传输过程中或多或少会受到影响,出现光谱调制。种子脉冲的光谱调制对放大过程的影响在啁啾脉冲放大系统中已经有所研究^[16]。但输入脉冲的周期性光谱调制对于自相似放大的影响,还没有被深入研究。所以,探究周期性光谱调制对于自相似放大的影响便具有很强的实际意义,同时对于自相似放大的机理研究也有着促进作用。

文中建立了较为准确的数值模型对光纤自相似放大的实际过程进行模拟,并引入周期性光谱调制,探究周期性光谱调制对于自相似放大的影响,数值模拟结果表明低频周期性光谱调制对种子脉冲的自相似演化过程有一定的破坏作用,阻碍了脉冲向抛物线形状演化;而带有高频周期性光谱调制的种子脉冲经过放大后,光谱调制会被加深,但对主脉冲的时域形状基本没有影响。

1 光纤非线性脉冲放大器数值模型

在数值模型中,利用稳态的速率方程和能量传输方程描述脉冲在掺 Yb³⁺光纤中的增益过程,利用非线性薛定谔方程描述脉冲在放大过程中的非线性演化。根据实际情况,模拟中采用连续光为抽运光,抽运方式为后向抽运,在不考虑激发态吸收和背景损耗;同时由于信号光脉冲重复频率较高使脉冲间隔远小于上能级寿命,这样采用稳态近似后的均匀加宽二能级系统的速率方程和传输方程可以表示为公式(1)-(4)。为了简化并突出自相似的物理过程,在放大过程中的非线性效应只考虑自相位调制效应,其它非线性效应很弱,可以忽略。色散项只考虑二阶色散,高阶色散忽略。这样非线性薛定谔方程式(5)

包含自相位调制效应和二阶色散。利用公式(1)-(4)计算每一段 dz 的增益过程,同时利用分步傅里叶数值算法计算该段内的非线性和色散过程。将两个方

$$N_2(z) = \frac{\frac{\lambda_p}{A_p h c} \sigma_a(\lambda_p) P_p(z) + \frac{1}{A_s h c} \sum_k \lambda_k \sigma_a(\lambda_k) P_s(\lambda_k, z)}{\frac{\lambda_p}{A_p h c} [\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p)] P_p(z) + \frac{1}{A_s h c} \sum_k \lambda_k [\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)] P_s(\lambda_k, z) + \frac{1}{\tau_{21}}} N_{vb} \quad (1)$$

$$N_1(z) = N_{vb} - N_2(z) \quad (2)$$

$$-\frac{dP_p(z)}{dz} = [\sigma_e(\lambda_p) N_2(z) - \sigma_a(\lambda_p) N_1(z)] P_p(z) \Gamma_p \quad (3)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \sum_k [\sigma_e(\lambda_k) N_2(z) - \sigma_a(\lambda_k) N_1(z)] P_s(\lambda_k, z) \Gamma_s \quad (4)$$

$$\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - i \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \gamma |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (5)$$

式中:假设泵浦光和信号光在光纤横截面上分布均匀; A_p 和 A_s 分别表示泵浦光和信号光在光纤纤芯上的有效横截面积; A 表示纤芯面积; Γ_p 和 Γ_s 分别表示泵浦光和信号光的功率填充因子;常用物理量 τ 表示激光上能级寿命; c 表示真空中光速。在上述简化下, $N_2(z)$ 和 $N_1(z)$ 可以表示在光纤中激光基态和上能级激发态粒子数寿命, λ_k 表示将脉冲光谱分成 K 个波段之后每个波段的中心波长, $P_p(z)$ 和 $P_s(z)$ 分别是泵浦光和信号光平均功率沿光纤方向的分布,而 $P_p(L_{\text{fiber}})$ 和 $P_s(0)$ 分别是泵浦光和信号光入射时的平均功率, $P_s(z, \lambda_k)$ 定义为在 λ_k 处的信号光功率,发射截面 $\sigma_e(\lambda)$ 和吸收截面 $\sigma_a(\lambda)$ 的值从参考文献[17]中得出,可以较为准确地描述掺 Yb^{3+} 光纤的增益谱和吸收谱。公式(5)中 β_2 表示光纤中的二阶色散, γ 表示光纤中的非线性系数。

模拟中采用的信号光光谱为高斯型,半高宽为10 nm,变换极限脉冲为159 fs,输入平均功率为0.12 W,重复频率为60 MHz,泵浦光波长为980 nm,输入平均功率为10 W,经过放大器,信号光输出功率为5.5 W。其他模拟用到的关键参数见表1。

表1 放大器模拟参数

Tab.1 Parameters in the simulation

Parameters	Value	Parameters	Value
Γ_p	0.01	Γ_s	0.85
N_{vb}/m^{-3}	5×10^{-25}	$\beta_2/ps^2 \cdot m^{-1}$	0.023
A_p/m^2	7.069×10^{-8}	A_s/m^2	8.3×10^{-10}
L_{fiber}/m	2.2	$\sigma_e(\lambda), \sigma_a(\lambda)$	Ref.[17]
$h/J \cdot s$	6.626×10^{-26}	τ/s	0.8×10^{-3}
$A/\mu m^2$	706.9	$\gamma/W^{-1} \cdot m^{-1}$	1.3675×10^{-4}

程相互耦合,并用四阶龙格-库塔法(Runge-Kutta)在整个增益光纤长度上进行迭代求解。该方法可以较为准确地描述脉冲的非线性放大过程。

为了评价放大器直接输出脉冲的时域形状是否过渡到抛物线型,一般使用 M 因子。首先构造一个与该输出脉冲具有相同脉冲能量和峰值功率的抛物线时域强度包络,再用该抛物线强度包络与输出脉冲时域之间的失配量 M 来评价该自相似放大演化过程,如公式(6)所示,其中 A 表示输出脉冲时域振幅, A_{para} 表示构造的抛物线时域振幅。 M 值越小,意味着输出脉冲的时域强度分布与抛物线拟合越好,即自相似放大的实现程度越高。通常,当 $M < 0.04$ 时,认为所对应的放大过程基本实现了自相似放大^[18]。

$$M^2 = \frac{\int (|A|^2 - |A_{\text{para}}|^2)^2 dt}{\int |A|^4 dt} \quad (6)$$

2 光谱调制对自相似放大的影响

光谱调制是科学实验和实际应用中难以避免的引入量,通常由时域上和主脉冲相隔一定时间延迟的子脉冲与主脉冲发生光谱干涉引起的。与主脉冲振幅比为 Γ ,时间延迟为 Δt 的子脉冲和主脉冲在频域上干涉所引起的周期性光谱调制由公式(7)给出:

$$I_M(\omega) = I^2 + 1 + 2I \cos(\Delta t \omega + b) \quad (7)$$

式中: $I_M(\omega)$ 表示光谱调制强度包络; I 为调制深度参量,改变 I 可以改变光谱调制深度; Δt 为子脉冲时延,改变 Δt 可以改变光谱调制周期, Δt 越小,调制周期越大,调制频率越低; b 为任意相移量,改变 b 可以改变周期性调制相对于原光谱的位置。

首先对光谱调制是否具有周期性做一个合理的界定。当子脉冲时延为0.3 ps,光谱调制周期大到和原光谱宽度相比拟时,该调制已经不具备周期性,如图1(a)所示,此时,原光谱包络开始出现明显扰动,脱离高斯型。在图1(b)中,子脉冲时延为0.7 ps,光谱调制周期为5.1 nm,而模拟中主脉冲光谱半高宽为10 nm。此时,在原光谱中可以有二个基本完整的调制周期,将此时的子脉冲时延值定义为本次模拟中

光谱调制具有周期性的最小临界值。即要想实现周期性光谱调制，调制周期必须小于脉冲光谱半高宽的一半。当子脉冲时延大于 0.7 ps, 如图 1(c)所示(子脉冲时延为 1.8 ps)所示, 光谱调制周期性明显加强, 但光谱包络仍为高斯型。由于当调制周期大于原光

谱半高宽的一半时, 光谱调制失去周期性, 在此参数下失去了研究光谱调制对自相似放大影响的意义, 所以该种情况不予考虑。在之后的讨论中, 只讨论当子脉冲时延量大于 0.7 ps, 即调制周期小于脉冲光谱半高宽的一半时, 光谱调制对自相似放大造成的影响。

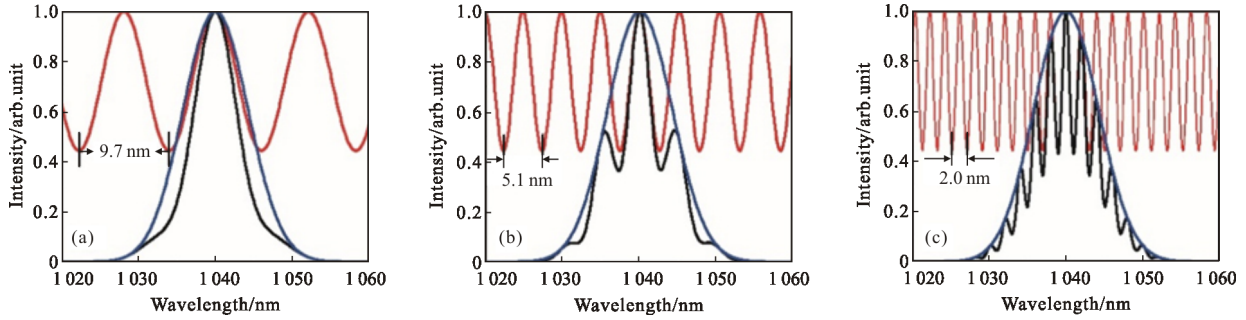


图 1 不同调制周期下调制前后脉冲光谱。(a) 9.7 nm, (b) 5.1 nm, (c) 2.0 nm。蓝线: 不叠加光谱调制的光谱强度分布, 红线: 引入的光谱调制, 黑线: 叠加光谱调制后的光谱强度分布

Fig.1 Spectra with different modulation functions. (a) 9.7 nm, (b) 5.1 nm, (c) 2.0 nm. Black lines and blue lines refer to spectral intensity distribution without modulation and with modulation. Red lines: different modulation functions

改变任意相移量 b 可以使调制函数与频域光谱产生一定的相位差, 从而改变光谱调制峰和原光谱峰的相对位置, 对光谱形状造成不同的影响。当处于低频调制时, 光谱调制周期较大, 这种影响也更加明显。在模拟中调整任意相移量 b , 分别对原光谱峰与光谱调制峰重合、原光谱峰与光谱调制谷重合和原光谱峰处在光谱调制峰谷中间三种典型情况进行讨论。

由于光谱调制必然会在时域部分引入子脉冲, 所以计算 M 因子时只对主脉冲部分进行计算。从图 2(a)、(b)、(c) 三幅插图可以看出, 原光谱峰和光谱调制峰相对位置的变化会对调制后光谱形状造成不同的影响, 但是光谱包络依旧维持高斯形不变。将调制后的脉冲耦合进增益光纤进行放大。这三种情况下, 不同调制周期时, 脉冲经过放大后的 M 因子都

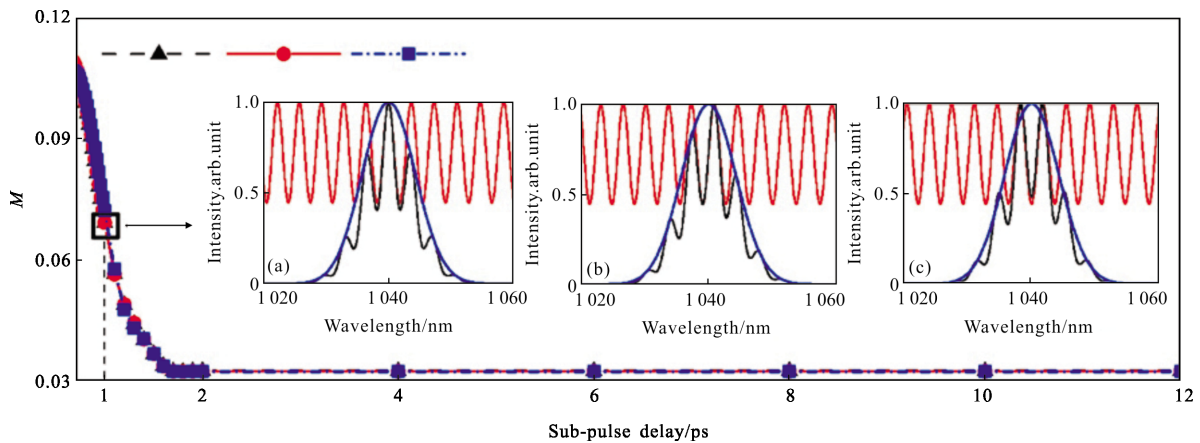


图 2 M 因子随着子脉冲时延的变化关系。黑色三角: 原光谱峰与光谱调制峰重合。红色圆点: 原光谱峰与光谱调制谷重合。蓝色方块: 原光谱峰处在光谱调制峰谷中间。(a)、(b)、(c) 在这三种情况下当子脉冲时延为 1 ps 时, 光谱调制对原光谱的影响, 蓝线: 不叠加光谱调制的光谱强度分布。红线: 引入的光谱调制。黑线: 叠加光谱调制后的光谱强度分布

Fig.2 M factors with respect to time delay between main pulses and sub-pulses. The peak of input spectrum coincides with the peak (black triangles), the valley (red dots) and the middle between peak and valley (blue squares) of modulation function. (a), (b), (c) effects of modulation function on the input spectrum in these three cases when the time delay is 1 ps. Black lines and blue lines refer to spectral intensity distribution without modulation and with modulation. Red lines: different modulation functions

基本保持一致,从图 2 中黑色三角、红色圆点和蓝色方块三条曲线相互重合可以看出。这说明带有周期性调制的种子脉冲经过自相似放大后,任意相移量 b 的改变虽然会对放大前光谱的具体形状带来不同的影响,但并不会破坏自相似放大过程,也不会影响放大输出的时域结果。

模拟中发现任意相移量 b 的变化不会改变放大后的 M 因子,但是子脉冲时延的变化对自相似放大的结果有着较大影响。子脉冲时延不同,光谱调制周期和频率不同。从图 2 可以看出,子脉冲时延较小(即调制频率较低,调制周期较大)时,对于 M 因子的影响较为严重,当子脉冲时延大于 1.5 ps 时, M 因子几乎不受光谱调制周期的影响。

为了解释调制周期对脉冲自相似演化的影响,在进一步分析中,模拟了不同调制深度下子脉冲时延对自相似放大的影响,结果如图 3 所示。对于不同的调制深度,当子脉冲时延小于 2 ps 时,放大之后 M 因子开始变大,这意味着在低频周期性调制时,放大

后的脉冲时域包络逐渐脱离抛物线型,自相似放大过程被破坏。但是当调制深度参量 Γ 低至 0.02 时,不同的子脉冲时延下放大后脉冲 M 因子均低于 0.04 ,因此当调制深度较小时,无论调制是高频还是低频均不会对放大后时域强度分布造成影响。图 3 中 **A** 点的调制深度参量 Γ 为 0.2 ,子脉冲时延为 1 ps ,其放大前后时域和光谱强度分布分别如图 3(a)和图 3(c)所示。由于子脉冲时延较小,所以光谱调制周期较大。同时放大之前的光谱虽然整体上包络趋近于高斯型,但光谱形状出现了较大的周期扰动,放大之后这种扰动仍然存在。更重要的是由于子脉冲时延较小,在放大过程中子脉冲被时域逐渐展宽的主脉冲包括在包络范围内,使主脉冲时域形状产生了畸变,而在自相似放大中,种子脉冲的时域形状对自相似放大有着关键的影响。所以时域形状产生畸变的主脉冲在放大中无法有效过渡到自相似子,放大后脉冲的 M 因子增大。图 3 中 **B** 点的调制深度参量 Γ 为 0.2 ,子脉冲时延为 2 ps ,其放大前后时域和光

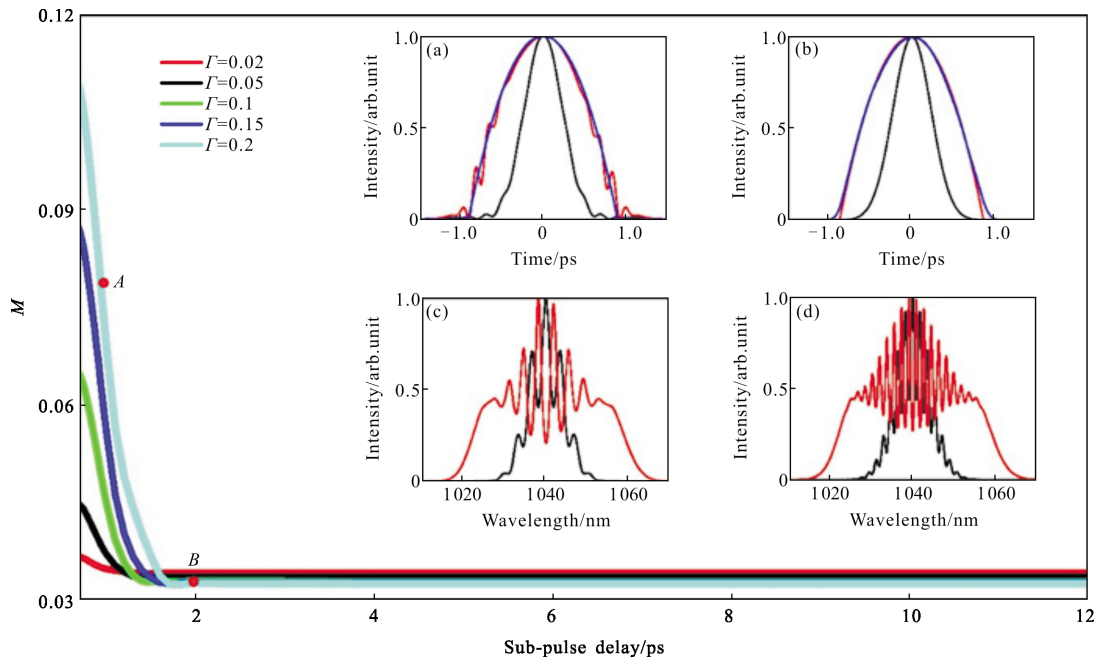


图 3 不同的调制深度下,自相似放大后 M 因子随着子脉冲时延的变化关系。(a)、(c) **A** 点的放大前后时域和光谱强度分布。(b)、(d) **B** 点的放大前后时域和光谱强度分布。黑线:放大前叠加光谱调制的时域或者光谱强度分布,红线:放大后的时域或者光谱强度分布,蓝线:对放大后时域强度分布的抛物线拟合

Fig.3 M factors with respect to time delay between main pulses and sub-pulses. Five colored lines refer to different modulation depths. (a) Temporal and (c) spectral intensities of point A; (b) Temporal and (d) spectral intensities of point B. Black lines: modulated spectra or pulse before amplification. Red lines: spectra or pulse after amplification. Blue lines: parabolic fittings of output pulses

谱强度分布分别如图 3(b)和图 3(d)两幅插图所示。当子脉冲时延增加到 2 ps 时,光谱调制周期减小,调制频率增加,此时,子脉冲已经不在主脉冲包络之内,所以高频周期性光谱调制对于脉冲时域的影响变小,放大前主脉冲时域没有明显的畸变,放大中快速向抛物线型脉冲演化,实现自相似放大。

从上面的分析可以看出,高频周期性光谱调制由于其子脉冲和主脉冲不重叠,时域上在自相似放大前后子脉冲对主脉冲部分影响很小,相当于主脉冲和子脉冲在光纤中各自独立进行放大。接下来固定子脉冲时延为 10 ps,探究在高频周期性光谱调制

下,调制深度参量 Γ 对自相似放大的影响,结果如图 4 所示。

从图 4 中可以看出,引入的调制深度参量 Γ 从 0.02~0.5 区间内变化,主脉冲部分 M 因子基本保持在 0.04 以下,说明子脉冲和主脉冲在不同的调制深度参量 Γ 下,都是在独立的进行放大。图 4 中 A、B 点的调制深度参量 Γ 分别为 0.1、0.4,子脉冲时延均为 10 ps,其放大前后时域强度分布分别如图 4(a)、4(d) 两幅插图所示,光谱强度分布分别如 4(c)、4(f) 两幅插图所示。主脉冲部分和抛物线拟合得很好,实现了自相似放大,这说明在高频周期性调制下,即使调制

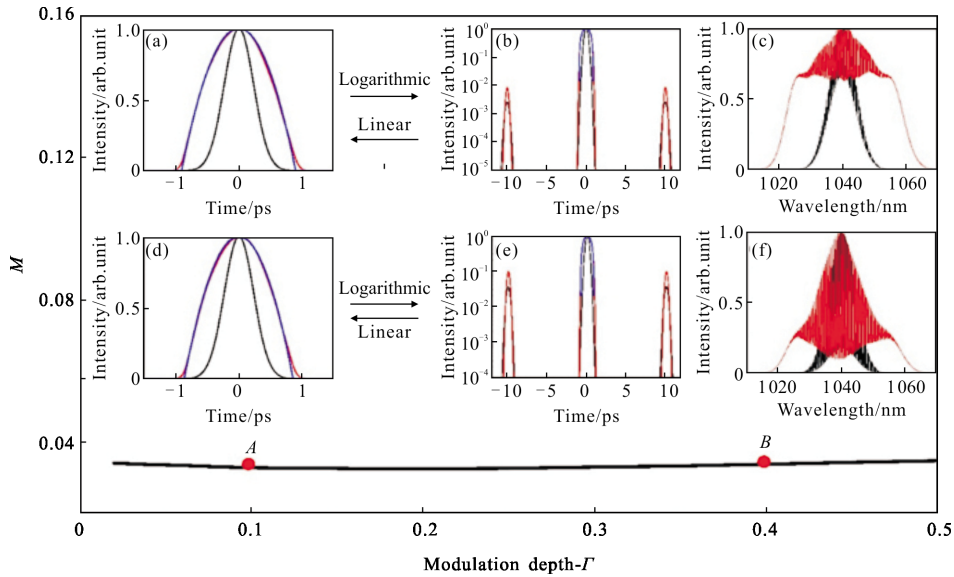


图 4 当子脉冲时延为 10 ps 时, M 因子随着调制深度的变化关系。(a)、(c) A 点放大前后时域和光谱强度分布。(d)、(f) B 点放大前后时域和光谱强度分布。(b)、(e): (a)(d) 插图的对数坐标表示。黑线: 放大前叠加光谱调制的强度分布。红线: 放大后的强度分布。蓝线: 对放大后时域强度分布的抛物线拟合

Fig.4 M factors with respect to modulation depth when the time delay is 10 ps. (a) Temporal and (c) spectral intensities of point A; (d) Temporal and (f) spectral intensities of point B. (b)(e): Intensities in logarithmic coordinate. Black lines: modulated spectra or pulse before amplification. Red lines: spectra or pulse after amplification. Blue lines: parabolic fittings of output pulses

深度增加,子脉冲和主脉冲仍是被独立放大,在时域上子脉冲并不会对主脉冲造成影响。可以说自相似放大渐进过程与脉冲时域形状有很大关系,而受光谱调制影响较小。放大之后在自相位调制效应的影响下,光谱明显被展宽。同时光谱调制也被显著加深,这可以从图 4(b)、4(e)中得到答案。这两幅插图表示的是对数坐标下放大前后时域强度分布,从中可以看出,在归一化之后,放大前后主脉冲部分最大值均为 1,但子脉冲部分明显高于放大之前,这说明子脉冲和主脉冲的振幅比增加了,子脉冲获得了更

多的增益,使调制深度参量 Γ 被放大了,所以在光谱上,可以看出光谱调制经过自相似放大后被显著加深。

图 4 中 A、B 两点放大后的时域分布经过压缩,结果如图 5 所示。图 5(a)~(d) 两组插图分别表示 A、B 两点脉冲的压缩情况。可以看出主脉冲部分基本上压缩到了变换极限,这也是自相似放大的特点,进一步证明了主脉冲部分实现了自相似放大。由于主脉冲和子脉冲是被独立放大的,两者脉冲能量差异巨大,适合于主脉冲的自相似放大参数就不适用于子脉冲,所以当主脉冲实现自相似放大的时候,子脉

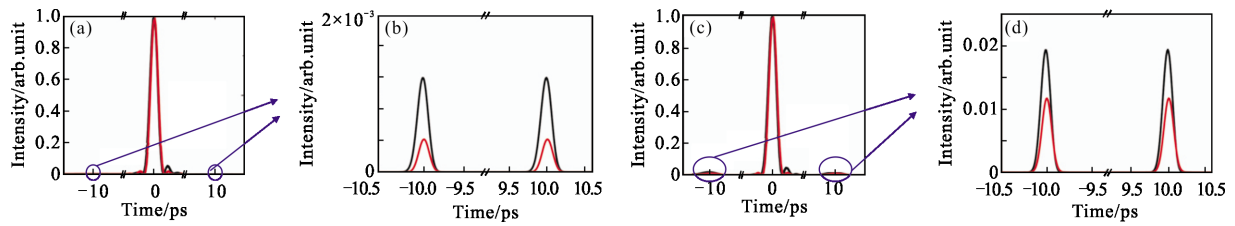


图 5 (a)、(b) 图 4 中 A 点放大后的脉冲经过压缩之后(黑线)和变换极限(红线)的时域强度分布; (c)、(d) 图 4 中 B 点放大后的脉冲经过压缩之后(黑线)和变换极限(红线)的时域强度分布

Fig.5 (a),(b) Amplified pulses at point A in Fig.4 after compression (black line) and are transform-limited (red line); (c),(d) Amplified pulses at point B in Fig.4 after compression (black line) and are transform-limited (red line)

冲就不会实现自相似放大, 所以从图中可以看到子脉冲并没有压缩至变换极限。

Tünnermann 等人在 2008 年探究了光谱调制对于非线性啁啾脉冲放大系统的影响, 发现带有高频周期性光谱调制的种子脉冲, 在经过展宽器时积累了大量的线性啁啾, 导致调制从光谱映射到时域上, 再经过非线性放大, 在自相位调制效应(self-phase modulation, SPM)的影响下, 输出脉冲的时域调制和光谱调制均会被显著加重^[15]。而在自相似放大中, 当引入高频周期性调制时, 子脉冲和主脉冲会独立放大, 并不会在输出脉冲的时域上引入调制, 基本对主脉冲部分没有影响。所以在科研实验和实际应用中, 自相似放大对于光谱调制这种往往难以避免的引入量, 有着更好的宽容度。

3 结论

文中通过数值模拟, 对光谱调制的各种参量变化在自相似放大系统中的影响进行讨论。首先界定光谱调制周期低于脉冲原光谱半高宽的一半时, 所引起的光谱调制为周期性光谱调制。此时, 任意相移量 b 虽然会改变被调制后光谱具体形状, 但不会影响自相似放大的时域结果。而子脉冲时延 Δt 的变化会显著改变自相似放大的结果, 当 Δt 小于脉冲放大后直接输出的脉宽时, 引入的光谱调制周期较大, 调制频率较低, 会改变放大前时域形状, 从而破坏自相似放大过程。当 Δt 大于脉冲放大后直接输出的脉宽时, 子脉冲和主脉冲完全分开, 各自独立的进行放大, 主脉冲依然可以实现自相似放大, 不会被子脉冲影响, 这一结论在调制深度参量 Γ 改变时依然成立。所以相对于啁啾脉冲放大而言, 自相似放大对带有高频周期性光谱调制的输入脉冲有着更好的宽容

度, 在自相似放大中子脉冲和主脉冲相互独立, 利用可饱和吸收或者非线性脉冲净化等方法可以将子脉冲去掉, 从而提高脉冲对比度, 实现更窄的脉宽输出, 在精密加工和医疗领域有着更好的应用前景。

参考文献:

- [1] Pan Deng, Li Jiawen, Yang Liang, et al. Femtosecond laser holographic fabrication of hydrogel cell scaffold [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2017, 25 (9): 2277 - 2282. (in Chinese)
潘登, 李家文, 杨亮, 等. 水凝胶支架的飞秒激光全息加工 [J]. *光学 精密工程*, 2017, 25(9): 2277 - 2282.
- [2] Jing Shimei, Zhang Xuanyu, Liang Jufa, et al. Ultrashort fiber Bragg grating written by femtosecond laser and its sensing characteristics [J]. *Chinese Optics*, 2017, 10(4): 449 - 454. (in Chinese)
敬世美, 张轩宇, 梁居发, 等. 飞秒激光刻写的超短光纤布拉格光栅及其传感特性 [J]. *中国光学*, 2017, 10(4): 449 - 454.
- [3] Li Chen, Stoian Razvan, Cheng Guanghua. Laser-induced periodic surface structures with ultrashort laser pulse [J]. *Chinese Optics*, 2018, 11(1): 1 - 17. (in Chinese)
李晨, Stoian Razvan, 程光华. 超短脉冲激光诱导周期性表面结构 [J]. *中国光学*, 2018, 11(1): 1 - 17.
- [4] Li Zhiming, Wang Xi, Nie Jinsong, et al. High frequency femtosecond laser induced periodic spatial structure on silicon surface [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(1): 0106003. (in Chinese)
李志明, 王玺, 聂劲松, 等. 飞秒激光诱导硅表面高频周期结构 [J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(1): 0106003.
- [5] Walter Fu, Logan G Wright, Pavel Sidorenko, et al. Several new directions for ultrafast fiber lasers [J]. *Optics Express*, 2018, 26(8): 9432 - 9463.
- [6] Zhou Pu, Su Rongtao, Huang Liangjin, et al. Research progress and future perspective on ultrafast fiber laser

- enabled by computing technique (invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(8): 0803001. (in Chinese)
- 周朴, 粟荣涛, 黄良金, 等. 基于计算技术的超快光纤激光研究进展与展望(特邀)[J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(8): 0803001.
- [7] Song Huanyu, Liu Bowen, Wen Liang, et al. Optimization of nonlinear compensation in a high-energy femtosecond fiber CPA system by negative TOD fiber [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(27): 3200110.
- [8] Shah Lawrence, Liu Zhenlin, Hartl Ingmar, et al. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier [J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4717-4722.
- [9] Anderson D, Desaix M, Karlsson M, et al. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1993, 10(7): 1185-1187.
- [10] Fermann M E, Kruglov V I, Thomsen B C, et al. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84 (26): 6010-6013.
- [11] Daniel B Soh, Johan Nilsson, Anatoly B Grudinin. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. I. Stimulated Raman-scattering effects [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(1): 1-9.
- [12] Papadopoulos D N, Zaouter Y, Hanna M, et al. Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(17): 2520-2522.
- [13] Wang Sijia, Liu Bowen, Gu Chenglin, et al. Self-similar evolution in a short fiber amplifier through nonlinear pulse reshaping[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(3): 296-298.
- [14] Luo Daping, Liu Yang, Gu Chenglin, et al. High-power Yb-fiber comb based on pre-chirped-management self-similar amplification [J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112 (6): 061106.
- [15] Fermann M E, Kruglov V I, Thomsen B C, et al. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84 (26): 6010-6013.
- [16] Damian N Schimpf, Enrico Seise, Jens Limpert, et al. The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems [J]. *Optics Express*, 2008, 16(14): 10664-10674.
- [17] Paschotta R, Nilsson J, Tropper A C, et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997, 33(7): 1049-1056.
- [18] Finot C, Parmigiani F, Petropoulos P, et al. Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime [J]. *Optics Express*, 2006, 14(8): 3161-3170.